

МЕХАНИКА И ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА

УДК 536.12:621.891

ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ И ТЕПЛОПЕРЕНОС В ЗОНЕ ФРИКЦИОННОГО КОНТАКТА

В. А. БАЛАКИН, Ю. В. ЛЫСЕНКО

*Гомельский государственный технический университет
имени П. О. Сухого, Республика Беларусь*

Введение. Известно, что фрикционный контакт дискретен. В процессе трения на фактических пятнах касания образуются фрикционные связи, каждая из которых может существовать в течение очень малого промежутка времени и исчезает с нарушением контакта в данном месте. Таким образом, именно в зоне фактического контакта возникают физические процессы, обуславливающие силу трения и связанные с ней тепловые явления и износ. В зависимости от особенностей конструкций и условий работы узлов трения, а также от сочетания материалов трущихся пар фрикционное тепловыделение происходит в некотором поверхностном слое одного или обоих тел. Эти поверхностные слои получили название теплопроизводящих. Непрерывное изменение сближения тел, вызванное нагревом поверхностей трения, изменяет и толщину теплопроизводящих слоев.

При трении могут возникать процессы тепломассопереноса – переноса нагретых поверхностных слоев с одного тела на другое. На характер фрикционно-контактного теплообмена оказывает влияние также наличие окисных пленок на поверхностях трения, скорость их роста и разрушения.

Правильный выбор граничных условий при решении тепловых задач трения требует учета особенностей процессов тепловыделения и теплопереноса на фрикционном контакте.

Теплофизические модели. На рисунке представлены некоторые схемы тепловых процессов, возникающих при трении без смазки. В слое толщиной Δ_1^1 (Рис. а) происходит теплообразование, обусловленное интенсивным пластическим передетформированием поверхности тела 1, а также волновым процессом распространения упругих деформаций. Толщина этого слоя зависит от высоты микронеровностей тела 2, сближение поверхностей и может достигать нескольких десятых долей миллиметра. На некоторой глубине Δ_1 формируется тепловой поток $q_1(A, t)$, распространенный по номинальной площади касания обычно по тому же закону, что и давление $p(A)$. Если $p(A) = p = \text{const}$ и $q_1(A, t) = q_1(t)$, то поверхность $z_1 = \Delta_1$ площадью A_{a_1} является изотермической. Слой $z_1 = \Delta_1$ находится вблизи слоя $z_1 = \Delta_1^1$.

В тело 2 отток теплоты от теплопроизводящего поверхностного слоя толщиной Δ_1^1 тела 1 происходит в основном теплопроводностью через пятна фактического контакта общей площадью A_r . Суммарное действие дискретных тепловых потоков $q_2(A, t)$ на некоторой глубине Δ_2 преобразуется в удельный тепловой поток $q_2^1(A, t)$, средняя величина которого зависит от $A_r, \lambda_2, c_2, \rho_2, A_{a_2}$ и относительной скорости скольжения v . Чем больше $A_r, \lambda_2, a_2 = \frac{\lambda_2}{c_2 \cdot \rho_2}, A_{a_2}$, тем меньше

$K_{\text{эз}} = \frac{A_{a_1}}{A_{a_2}}$, тем больше $q_2(t)$. Рассматриваемая модель характерна для дисковых,

дисково-колодочных, колодочных, ленточно-колодочных тормозов и фрикционных муфт сцепления, а также для узлов трения у которых $HB_2 \gg HB_1$.

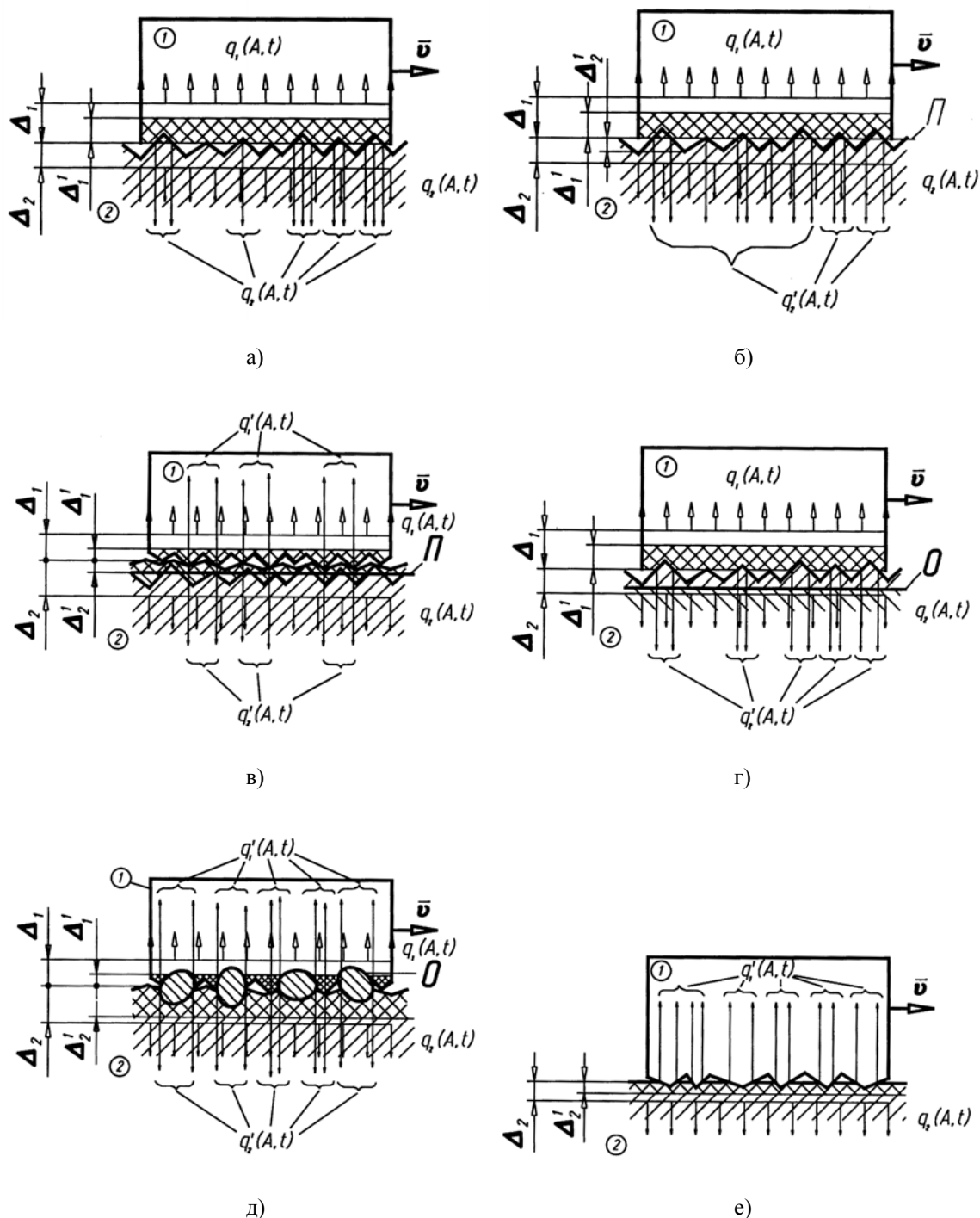


Рис. Теплофизические модели скользящего контакта: а) контакт деформируемого тела 1 с жесткими неровностями тела 2; б) образование пленки Π на поверхности тела 2; в) контакт тела 2 с образовавшейся пленкой фрикционного переноса; г) контакт деформируемого тела 1 с толстой пленкой окисла O , покрывающей поверхность тела 2; д) контакт поверхностных слоев тел 1 и 2 через частицы твердого окисла; е) контакт жесткого шероховатого тела 1 с деформируемым полупространством 2

Через некоторый промежуток времени с начала фрикционного контакта может происходить перенос нагретых поверхностных слоев тела 1 на жесткую шероховатую поверхность тела 2 и образование пленки П (Рис. б). Появление пленки ведет к увеличению фактической площади контакта, а ее передеформирование – к возникновению теплового источника толщиной Δ_2^1 уже на поверхности тела 2 (Рис в). Удельный тепловой поток $q_2(A, t)$ возрастает, интенсивность же теплового потока $q_1(A, t)$ при этом уменьшается.

Такая модель наиболее характерна для фрикционного контакта медных и свинцовых ведущих поясков снарядов и пуль при движении их по нарезным каналам стволов артиллерийских орудий и стрелкового оружия.

На рис. г показано взаимодействие деформируемого в зоне трения тела 1 с жестким шероховатым телом 2, покрытым толстым слоем окисла О, имеющим теплофизические свойства $\lambda_0, c_0, \rho_0, a_0$ и твердость $HB_0 > HB_2 > HB_1$.

Связь окисла с телом 2 такова, что прочность его сцепления с подложкой на срез больше удельной силы трения τ . Источником тепловыделения являются поверхностный слой тела 1 толщиной Δ_1^1 , а также разрушение адгезионных связей. Передача теплоты в тело 2 происходит теплопроводностью через слой окисла. Такая модель предусматривает наличие температурного перепада, то есть неравенства:

$$\vartheta_1(\Delta_1, t) \neq \vartheta_2(\Delta_2, t).$$

Рассматриваемая модель характерна для начальных моментов фрикционного контакта многих узлов трения после их длительного перерыва в работе, у которых поверхность тела 2 может окисляться под воздействием окружающей среды.

Если пленка разрушается, то отдельные частицы окисла, попадая в зону трения и шаржируя поверхность тела 1, могут осуществлять процесс передеформирования и более жесткого тела 2 (Рис. д). Образование двух теплопроизводящих слоев толщиной Δ_1^1 и Δ_2^1 , где $(\Delta_2^1 < \Delta_1^1)$, находящихся в соприкосновении по площади A_r , усложняет анализ процессов нестационарного теплообмена на фрикционном контакте. Тепловая схема, соответствующая скольжению жесткого шероховатого тела 1 по деформируемому полупространству показана на рис. е. Предполагается, что $HB_1 \gg HB_2$.

Такой контакт наиболее характерен для случаев скольжения полозьев коньков, саней и лыж по льду и снегу.

Теоретическая часть. Интенсивности фрикционного тепловыделения обычно определяются усредненными зависимостями:

$$q_r(t) = \tau_r(t) \cdot v(t) = f(t) \cdot p_r(t) \cdot v(t);$$

$$q(t) = \tau(t) \cdot v(t) = f(t) \cdot p_a(t) \cdot v(t).$$

Первым уравнением пользуются при расчете температурных всплесков.

Однако неопределенным является вопрос о количественных значениях $p_r(t)$. В первом приближении их можно принимать равными величине твердости более «мягкого» из элементов трущихся пар.

В инженерной практике чаще всего интересует вопрос расчета средних температур поверхностей трения и средних значений температурных градиентов.

Их оценка в частности позволяет определять тепловой режим работы поверхностных слоев фрикционных материалов, находящихся в контакте с металлическим

контртелом, например, в тормозах либо муфтах сцепления, а также уровень термонапряжений, приводящий к появлению трещин на поверхностях трения.

В результате измерений $T(t)$ и $\nu(t)$ значение $q(t) = \frac{T(t) \cdot \nu(t)}{A_{a_1}}$ обычно известно.

Тепловые задачи трения в основном решаются при граничных условиях 2 рода, т. е. когда заданы тепловые потоки $q_1(x, y, t)$ и $q_2(x, y, t)$, имея ввиду что источник тепловыделения плоский и ось координат расположена в центре площади A_{a_1} .

Еще проще оперировать понятиями $q_1(0, t)$ и $q_2(0, t)$, предполагающими усреднение их значений по номинальной площади контакта A_{a_1} .

Тогда можно пользоваться предложенными еще Блоком Х. и Егером Д. соотношениями [1]:

$$q_1(0, t) = \alpha_{ТП} \cdot q(t);$$

$$q_2(0, t) = (1 - \alpha_{ТП}) \cdot q(t).$$

Величина $\alpha_{ТП}$ определяется из условия равенства температур поверхностей трения в зоне фрикционного контакта [2, 3]. Это условие предполагает отсутствие температурного скачка на принятых гладкими и плоскими поверхностями $z_1 = z_2 = 0$. В колодочных тормозах с $R \gg h_{1,2}$ тепловую задачу также можно рассматривать как плоскую.

Уравнения для средних тепловых потоков, направленных в тела 1 и 2, можно записать в виде:

$$q_1(t) = -\lambda_1 \frac{\partial \vartheta_1}{\partial z_1} \Big|_{z_1 = \Delta_1};$$

$$q_2(t) = -\lambda_2 \frac{\partial \vartheta_2}{\partial z_2} \Big|_{z_2 = \Delta_2}.$$

Таким образом предполагаем, что существует общий для обоих тел теплопроизводящий слой толщиной $\Delta_1^1 + \Delta_2^1$ с одинаковой средней температурой, который является тонким плоским источником тепловыделения интенсивностью q .

Это утверждение, с одной стороны, является спорным, а с другой существенно упрощающим инженерные расчеты. В температурных задачах трения применительно к высокоскоростным и тяжело нагруженным узлам трения спорным является также правомочность использования одномерного уравнения теплопроводности Фурье с постоянными коэффициентами $\lambda_{1,2}$, $c_{1,2}$, $\rho_{1,2}$, $a_{1,2}$. Однако результаты расчетов тепловых процессов в самых разнообразных и конкретных конструкциях узлов трения по описанной методике подтверждаются экспериментами, а также прогнозируемым износом трущихся пар в них [2-9].

Заключение. Рассмотрены тепловые схемы фрикционно-контактного взаимодействия трущихся тел. Показаны теплопроизводящие слои, от которых происходит передача теплоты вглубь пар трения. Обосновано допущение о равенстве температур на поверхностях трения обоих тел, которое позволяет находить коэффициент распределения теплоты, а следовательно, и тепловые потоки. Это дает возможность переходить к упрощенным одномерным тепловым задачам трения, позволяющим вы-

числять значения средних температур поверхностей трения и средних температурных градиентов в элементах трущихся пар.

Обозначения. t – время; $z_{1,2}$ – координаты по нормали к поверхностям трения тел 1 и 2; x, y – координаты; A – площадь; A_f – фактическая площадь контакта; $A_{a_{1,2}}$ – номинальные площади контакта тел 1 и 2; $K_{\text{вз}}$ – коэффициент взаимного перекрытия; Δ_1^1, Δ_2^1 – толщина теплопроизводящих слоев в теле 1 и 2; Δ_1, Δ_2 – глубина на которой усредняются тепловые потоки, отнесенные к номинальной площади; q_1, q_2 – средние тепловые потоки, направленные в тела 1 и 2; $\alpha_{\text{тр}}$ – коэффициент распределения тепловых потоков; q – интенсивность фрикционного тепловыделения; ϑ_1, ϑ_2 – температуры тел 1 и 2; f – коэффициент трения; T – сила трения; v – скорость; τ_f – удельная сила трения на фактической площади контакта; τ – удельная сила трения на номинальной площади контакта; $h_{1,2}$ – толщина тел 1 и 2; R – внутренний радиус барабана или наружный радиус колеса; $\lambda_{1,2}, c_{1,2}, \rho_{1,2}, a_{1,2}$ – теплопроводность, теплоемкость, плотность и температуропроводность тел 1 и 2; HB_1, HB_2, HB_o – твердость по Бринелю тел 1, 2 и окисла.

Литература

1. Балакин В.А. Основы прочности поверхностного слоя.- Гомель: Гомельский гос-университет, 1974.
2. Балакин В.А. Трение и износ при высоких скоростях скольжения.- Москва: Машиностроение, 1980.
3. Балакин В.А., Сергиенко В.П. Тепловые расчеты тормозов и узлов трения.- Гомель: Институт механики полимеров и металлополимерных систем АН РБ, 1999.
4. Балакин В.А., Галай Э.И. Тепловой режим фрикционного тормоза электропоезда при скоростном регулировании силы нажатия колодок //Трение и износ.- 1997.- Т. 18.- № 5.- С. 636-642.
5. Балакин В.А., Галай Э.И. Расчет температурных полей в дисковом тормозе железнодорожного подвижного состава //Трение и износ.- 1998.- Т. 19.- № 3.- С. 323-330.
6. Балакин В.А., Сергиенко В.П. Тепловой расчет тормозов легковых автомобилей //Трение и износ.- 1999.- Т. 20.- № 3.- С. 270-281.
7. Балакин В.А., Галай Э.И. Испытания и тепловой расчет колодочных тормозов железнодорожного подвижного состава //Трение и износ.- 1999.- Т. 20.- №5.- С. 480-488.
8. Балакин В.А., Галай Э.И. Расчет приращения температуры в ободу колеса железнодорожного подвижного состава //Трение и износ.- 2000.- Т. 21.- №3.- С. 269-275.
9. Балакин В.А., Сергиенко В.П., Родзевич П.Е. Сравнительный анализ дисково-колодочных тормозов легковых автомобилей //Трение и износ.- 2000.- Т. 21.- № 4.- С. 408-413.

Получено 30.11.2000 г.